

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.Б. ИБРАГИМОВ

Институт Физики АН Азербайджана  
370143, Баку, пр. Г.Джавида, 33.

Исследовано поглощение звука в полупроводниковых сверхрешетках в поле высокочастотного лазерного излучения при наличии квантующего поля. Получено, что зависимость коэффициента поглощения звука от напряженности магнитного поля имеет периодически отрицательные и положительные значения.

В последнее время заметно возрос интерес к изучению акусто-электронных эффектов в полупроводниках поле инфракрасного лазерного излучения. Известно, что в отсутствие подсветки наблюдаются предсказанные в [1] так называемые гигантские осцилляции коэффициента поглощения звука, связанные с особенностями энергетического спектра электронов в сильном магнитном поле. Данная задача в полупроводниках со сверхрешетками (СР) исследовалась в [2]. В [3] исследовано поглощение звука в полупроводниках в поле высокочастотного лазерного излучения в квантующем магнитном поле.

В настоящей работе вышеизложенные явления рассмотрены в полупроводниковых СР при наличии квантующего магнитного поля направленного по оси СР, т.е. перпендикулярно слоям. Получено, что в поле лазерного излучения частоты  $\Omega \sim \epsilon_g/h$  в случае, когда волновой вектор звуковой волны  $q$  перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля  $H$ , зависимость коэффициента поглощения звука  $\Gamma$  от  $H$  имеет периодически отрицательные и положительные значения.

СР предполагается акустически однородной, длина свободного пробега электрона превышает длину звуковой волны. При этом взаимодействие электрона со звуковой волной можно рассматривать как поглощение и испускание электронами акустических фононов.

Коэффициент поглощения звука вычислена по формуле

$$\Gamma = \frac{W^- - W^+}{I} h\omega$$

Здесь  $W^F$  - число переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости под действием лазерного излучения с поглощением (испусканием) одного кванта звуковой волны,  $I$  - интенсивность звуковой волны,  $\omega$  - частота звука. Для описания указанных выше процессов необходимо знание волновых функции электрона  $\varphi_{c,v}(r,z)$  в зоне проводимости  $c$  и в валентной зоне  $v$  в квантующем магнитном поле и в поле ультразвуковой волны.

В квантующем магнитном поле  $H$  (НПОЗ, ОЗ, ось СР) электроны сверхрешетки в

поле звуковой волны описываются уравнением Шредингера с гамильтонианом

$$H = H_0 + H_1$$

где

$$H_0 = \frac{P_x^2 + (P_y - \frac{1}{c} Hx)^2}{2m} + \epsilon_z(P_z) \quad (1)$$

$$H_1 = \frac{1}{2} V_{c,v}^0 \left[ e^{iqx} e^{-i\omega t} + e^{-iqx} e^{i\omega t} \right], \quad [V_{c,v}^0]^2 = \frac{2IE_{c,v}^2}{\rho_0 v^3}$$

здесь  $E_v, E_c$  - константы деформационного потенциала дырки и электрона соответственно,  $\rho_0$  - плотность сверхрешетки,  $v$  - скорость звука,  $q$  - волновой вектор звуковой волны ( $q \perp H$ ).

Для  $\epsilon_z(P_z)$  обычно используют модельный спектр в приближении сильной связи [4]

$$\epsilon_z(P_z) = -\frac{\Delta}{2} \cos\left(\frac{P_z d}{h}\right)$$

где  $\Delta$  - ширина рассматриваемой разрешенной минизоны,  $d$  - период сверхрешетки.

Волновые функции электрона в зоне проводимости найдены в виде разложения по собственным функциям  $Q_\alpha^c(z)$  оператора  $H_0$ .

$$\varphi_\alpha^c(r, t) = \sum_{\alpha'} B_{\alpha\alpha'}^c(t) Q_{\alpha'}^c(r) e^{-\frac{i}{\hbar} \epsilon_\alpha^c t}$$

Собственные функции  $Q_\alpha(r)$  и энергии  $\epsilon_\alpha^c$  оператора  $H_0$  имеют вид [5]

$$Q_\alpha = \exp[i(k_x x + k_z z)] \varphi_N(y - y_0) \quad (3)$$

$$\epsilon_\alpha = \left(N + \frac{1}{2}\right) h\omega_c - \frac{\Delta}{2} \cos dk_z$$

$\alpha(K_x, K_z, N)$  - квантовые числа носителя в квантующем магнитном поле. Коэффициенты  $B_{\alpha\alpha'}^c(t)$  удовлетворяют дифференциальному уравнению

$$i\hbar \frac{d}{dt} B_{\alpha\alpha'}^c(t) = \frac{V_c^0}{2} \sum_N e^{i(N-N')\omega_c t} \quad (4)$$

$$\left\{ B_{\alpha', k_x - q, k_z, N'}^c(t) u_{N'N} e^{-i\omega t} + B_{\alpha', k_x + q, k_z, N'}^c(t) u_{N'N} e^{i\omega t} \right\}$$

$$u_{NN'} = \left( \frac{1}{N!N'} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{x}{2}\right) x^{\frac{N'-N}{2}} L_N^{N'-N}(x)$$

$$x = \frac{q^2 R^2}{2}$$

Если ограничиться членами суммы  $\sqrt{cN=N'}$ , то решение (4) может быть записано в виде

$$V_{av}^c(t) = \delta_{k_x k_x'} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(k_x - k_x')x} \cdot \exp\left[-\frac{i}{\hbar} V_c^0 u_N \int_0^t \cos(qx + \omega t_1) dt_1\right] dx$$

$$u_N = e^{-\frac{x}{2}} L_N\left(\frac{q^2 R^2}{2}\right) \quad (5)$$

Волновая функция электрона в валентной зоне получается соответствующей заменой  $E_c \rightarrow E_v$ ,  $m_e \rightarrow m_v$ .

Следуя [3] запишем выражение для числа переходов электронов из нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости в единицу времени в единице объема с поглощением (испусканием) одного кванта звуковой волны

$$W^{\pm} = \frac{e^2 |A_0|^2}{\hbar^2 c V} \left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right|^2 \sum_{k_x, k_x'} J_1^2(\rho) \int dt \exp\left\{-\Gamma_{cv} t - \frac{it}{\hbar} [\Delta \cos dk_x + S^{\pm}]\right\} \quad (6)$$

где  $A_0$  - амплитуда электромагнитной волны ( $|A_0|^2 = \frac{c^2 E_e^2}{4\pi\Omega^2}$ ,  $E_e$  - напряженность электрического поля неполяризованного лазерного излучения),  $P_{cv}$  - матричный элемент оператора импульса на волновых функциях зонных электронов,  $J_1(\rho)$  функции Бесселя действительного аргумента,  $V$  - объем основной области кристалла,

$$\rho^2 = \frac{2l(E_c - E_v)^2}{\rho_0 v^3 (\hbar\omega)^2}$$

$$S^{\pm} = \epsilon_z + \frac{\hbar\omega_H}{2} - \hbar\Omega \pm \hbar\omega$$

здесь  $\omega_H = \frac{eH}{\mu c}$  - циклотронная частота,

$\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ ,  $m_e, m_h$  - эффективная масса электрона и дырки,

$\Gamma_{cv}$  - связана с вероятностью рассеяния носителей на акустических колебаниях кристаллической решетки и его учет необходимый для устранения расходимостей вероятности перехода

да, возникающих из-за особенности плотностью состояний носителей в квантующем магнитном поле.

В случае квантующего магнитного поля  $\Gamma_{cv}$  определяется следующим образом

$$\Gamma_{cv} = \Gamma_c + \Gamma_v$$

$$\Gamma_c = \frac{\pi}{\hbar} \sum_q |c_q|^2 |u_{NN'}|^2 [(l + N_q) \delta(\epsilon_{Nk_x} - \epsilon_{Nk_x - q} - \hbar\omega_q) + N_q \delta(\epsilon_{Nk_x} - \epsilon_{Nk_x - q} - \hbar\omega_q)] \quad (7)$$

$N_q$  - функция распределения акустических колебаний кристаллической решетки с импульсом  $q$ :

$$|c_q|^2 = E_c^2 \hbar q / 2\rho_0 v V$$

$\Gamma_v$  получается из (7) соответствующей заменой  $E_c \rightarrow E_v$ ,  $m_e \rightarrow m_v$ .

В случае упругого рассеяния и при  $N_q \approx \frac{k_0 T}{\hbar v q}$  выражение (7) можно записать в виде:

$$\Gamma_{cv} = \frac{\gamma}{\sin k_x d}, \quad \gamma = \frac{(E_c^2 + E_v^2) k_0 T}{4\pi\rho_0 v^3 \hbar R^2 d \Delta} \quad (8)$$

где  $R^2 = ch/cH$  - квадрат магнитной длины.

Используя выражения (6) (при  $\rho \ll 1$ ) коэффициент поглощения звука можно представить в виде

$$\Gamma = \frac{3}{128} \frac{\epsilon_z (E_c - E_v)}{\pi^3 v^3 \omega d \Delta \rho_0} \left( \frac{c E_e}{\hbar \Omega R} \right)^2 \delta J$$

$$\delta J = J(\tilde{S}^+) - J(\tilde{S}^-)$$

$$J(\tilde{S}^{\pm}) = \int_0^{\infty} \frac{dx}{1 + \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right) |x + \tilde{S}^{\pm}|^2}; \quad a = \frac{\hbar\gamma}{2\Delta};$$

$$\left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right|^2 \approx \frac{3\epsilon_z}{4}; \quad \tilde{S}^{\pm} = \frac{\tilde{S}^{\pm}}{\hbar\gamma}$$

На рисунке изображена (приведена) зависимость  $\delta J$  от напряженности магнитного поля для следующих параметров СР:  $\epsilon_z = 1$  эВ,  $d = 10^6$  см,  $\Delta = 0,01$  эВ,  $E_c = 7$  эВ,  $E_v = 1$  эВ,  $\rho_0 = 5$  г/см<sup>3</sup>,  $\mu = 0,055$  тэ и при значениях  $\omega = 10^{10}$  с<sup>-1</sup>,  $\hbar\Omega - \epsilon_z = 1,5$  мэВ,  $T = 10$  К,  $v = 2,10^5$  см/с. Видно, что в отличие от массивного полупроводника [3] в СР зависимость  $\delta J$  от  $H$  имеет периодически отрицательные и положительные значения. Отрицательные значения  $\delta J$  означает, что при таких значениях напряженности магнитного поля в основном происходит поглощение лазерного фотона с излучением кванта звука. При значениях напряженности магнитного поля, когда



Рис. Зависимость  $\Delta J$  от напряженности магнитного поля.

$\Delta J > 0$  наиболее активный процесс происходит с поглощением звукового кванта. В максимумах поглощения ( $H=18,2$  кЭ;  $22$  кЭ) при напряженности электрического поля лазерного излучения  $E_e=10^3$  В/см (что находится далеко от порога разрушения полупроводникового материала) соответственно  $\Gamma=1,5 \cdot 10^3$  см $^{-1}$ ;  $3,7 \cdot 10^3$  см $^{-1}$ . При  $H=14,2$  кЭ;  $18$  кЭ;  $21,8$  кЭ наблюдается максимум усиления и соответственно  $\Gamma=-1,2 \cdot 10^3$  см $^{-1}$ ,  $-1,7 \cdot 10^3$  см $^{-1}$ ,  $-1,9 \cdot 10^3$  см $^{-1}$ . Большие значения  $\Gamma$  позволяют надеяться на экспериментальное обнаружение лазерно-индуцированного поглощения звука в квантующем магнитном поле.

1. В.Л.Гуревич, В.Г.Скобов, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 1961, т.40, в.3. С.786-792.
2. G.M.Shmelev, Nguen Hong Son // Solid State Commun. 1983, v.48, N3, p.239-242.
3. Е.Ю.Сафранов, Э.П.Синявский. ФТП. 1991, т.25, в. 5. С.943-945.
4. В.М.Поляновский. ФТП 1980, т.14, в.7, с.1399-1401.
5. I.A.Chaikovski, G.M.Shmelev, N.A.Enaki // Phys.stst.sol (b)1981, v.108. p.559-566.
6. Э.П.Синявский "Кинетические эффекты в электрон-фононных системах в поле лазерного излучения". Кипченсв. 1976, с.170.

H.B.İBRAHİMOV

#### KVANTLAYICI MAQNİT SAHƏSİNDƏ YARIMKEÇİRİCİ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ SƏSİN LAZER-HƏYƏCANLANA UDULMASI

Yüksək tezlikli lazer şüalanması sahəsində kvantlayıcı maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə səs uduşması tədqiq edilmişdir. Səsin uduşma əmsalının maqnit sahəsindən asılılığın periodik daraz müsbət və mənfi qiymətlər aldığı müəyyən olunmuşdur.

H.B.İBRAHİMOV

#### LASER-INDUCED SOUND ABSORPTION IN THE SEMICONDUCTIVE SUPERLATTICE IN QUANTIZING MAGNETIC FIELD.

The sound absorption in semiconductors with the superlattices in the high-frequency laser radiation field in quantizing magnetic field are investigated. It is obtained that the dependence of sound absorption coefficient on magnetic field has periodically negative and positive values.

Дата поступления: 15.04.97.

Редактор Ф.М.Гашидзе